

Etude numérique des instabilités dans un jet confiné avec double diffusion thermique et massique

N. RIAHI^{*,a}, S. HOUIMLI^{*,b}, M. A. KNANI^{*,c}

(*) LMF : Laboratoire de Mécanique des Fluides –Département de Physique, Faculté des Sciences de Tunis, Université de Tunis el Manar - Campus Universitaire el Menzeh, 1060 Tunis, Tunisie.

(a) nourelamine1987@hotmail.fr (b) slim.houimli@fst.rnu.tn (c) mohamedali.knani@ipeit.rnu.tn

Résumé :

Les instabilités du jet confiné sont décrites dans cette étude numérique, à l'aide de la technique des volumes finis. Le but est de préciser l'influence des paramètres numériques de l'écoulement sur les régions observées. Afin de dégager les fréquences caractéristiques de l'instabilité, une analyse en modes est présentée. On utilise la technique de perturbation qui permet de détecter les fréquences les plus amplifiées, et mettre en évidence les différents modes d'instabilités. L'énergie des structures tourbillonnaires permet d'accéder à l'interprétation des phénomènes de détachement et d'appariement.

Abstract:

In this numerical study, the confined jet instabilities are described using finite volume technique. The aim of this work is to clarify the effect of numerical parameters on the flow regions observed. In order to identify the characteristic frequencies of instability, mode analysis is presented. The technical perturbation is used to analyze the instability development of the most amplified frequencies. The vortex allows to access at the interpretation of dissociation and pairing phenomena.

Mots clefs: Jet confiné, instabilité, simulation numérique, volume finis, appariement, excitation.

1. Introduction

Les écoulements induits par une différence de température au sein d'un système sont fréquemment rencontrés dans les applications industrielles et requièrent une compréhension physique fine des phénomènes. Ces écoulements se produisent souvent en milieu confiné, en régime fortement instationnaire et proche ou au delà de la région de transition laminaire-turbulent. La maîtrise des ces transferts thermiques complexes nécessite l'utilisation d'outils expérimentaux mais également numériques adaptés. L'étude de tels phénomènes est souvent liée à l'apparition d'instabilité sous formes de rouleaux contrarotatifs. L'interaction des structures de différentes échelles crée des instabilités. Ces interactions donnent naissance aux phénomènes de développement et de dissipation des tourbillons. Il est donc intéressant de réaliser des expériences numériques permettant de fixer le moyen de contrôle des tourbillons en agissant sur leurs amplifications. La technique utilisée est l'excitation de l'écoulement du jet par des perturbations sinusoïdales monochromatiques à fréquences diverses situées autour de la fréquence d'instabilité naturelle et permettant de déterminer les modes de réponses. En se plaçant dans ce cas, plusieurs études ont été menées. Knani *et al.* [5] ont présenté dans leurs travaux les résultats obtenus par une simulation numérique. Ils ont déterminé les modes de réponse à des excitations monochromatiques des écoulements de jet libre plan pour des nombres de Reynolds modérés. L'objectif est de déterminer la réponse du jet et mettre en évidence les phénomènes d'appariement. Dans le cas de la couche de mélange, on peut citer les résultats de Ho *et al.* [4] obtenus expérimentalement et ceux d'Astruc [1] obtenus par une approche numérique. L'étude théorique de Michalke [8], qui a permis de déterminer la fréquence dominante était la base pour la comparaison des nombres de Strouhal, nombre qui représente la fréquence adimensionnelle caractéristique de l'instabilité. Des études expérimentales ont été effectuées par Faghani [2], Meyer [7]

et Sers [12] par des expériences numériques sur la configuration du jet. Ils ont signalé que les modes variqueux sont dominants dans ce type d'écoulement. Le présent travail concerne l'étude de l'instabilité de jet dans un espace confiné en utilisant des simulations numériques.

2. Configuration de l'étude et méthode numérique

L'écoulement est de type jet confiné à l'intérieur d'un domaine de longueur L , limité en haut et en bas par deux parois séparées d'une distance H . Le domaine a une ouverture de hauteur D , correspondant à un rapport de forme $A=D/H$ et le profil de vitesse à l'entrée est de type Poiseuille (FIG. 1). La paroi du bas est maintenue à une température uniforme supérieure à celle de haut (Evans et al. [3], Le Quéré [9]...).

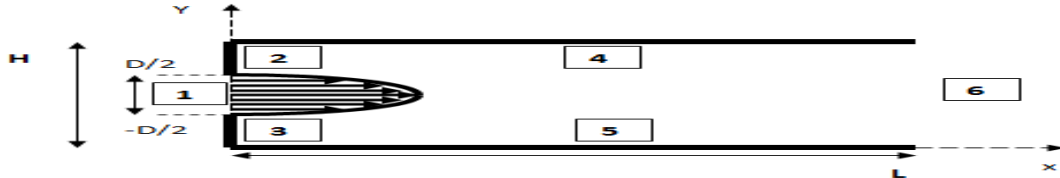


FIG. 1 – Géométrie de l'écoulement.

En considérant l'approximation de Boussinesq, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de la diffusion thermique sont réécrites sous formes adimensionnelles (Traoré [11] et Knani [6]) :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{U} - \left[\left(\frac{Gr_T}{Re^2} \right) T + \left(\frac{Gr_C}{Re^2} \right) C \right] \vec{k} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla T = \frac{1}{Pe_T} \Delta T \text{ avec } Pe_T = Re \cdot Pr \quad (3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla C = \frac{1}{Pe_C} \Delta C \text{ avec } Pe_C = Re \cdot Sc \quad (4)$$

Re est le nombre de Reynolds ($Re = U_0 H / \nu$) où U_0 est la vitesse axiale, H est la hauteur du domaine et ν la viscosité cinématique du fluide. Les nombres sans dimensions qui caractérisent le problème sont : le nombre de Prandtl $Pr = \nu / \alpha$, le nombre de Schmidt $Sc = \nu / D$, le nombre de Grashof thermique $Gr_T = g \beta \Delta T H^3 / \nu^2$ et le nombre de Grashof solutal $Gr_C = g \beta \Delta C H^3 / \nu^2$.

Le code S.P.I.E.N.S (Simulation par Algorithme de Pression Implicite pour les équations de Navier-Stokes) a été utilisé pour résoudre les équations adimensionnelles de conservation. Ces équations sont discrétisées par la technique des volumes finis sur un maillage décalé avec un schéma hybride, semi-implicite de prédiction et correction. Des perturbations sinusoïdales, à fréquence d'excitation f_e dans l'intervalle $[0, 16f_n; 4f_n]$ ont été appliquées aux profils de la vitesse longitudinale à l'entrée du jet dont la forme est :

$$U_0(y, t) = U_0(y, 0) (1 + \beta \sin(2\pi f_e t)) \quad (5)$$

- $U_0(y, 0)$ est la vitesse à l'entrée correspondant à l'état stationnaire de jet non excité.
- $\beta = 0.25$ est l'amplitude de l'excitation maintenue constante.
- f_e est la fréquence d'excitation variable.

Cette méthode de contrôle permet de déterminer l'amplification de l'instabilité en fonction de la fréquence des perturbations et établir une relation entre la fréquence d'excitation f_e et la fréquence de réponse f_r . Cette préoccupation est similaire à celle de Ho et al. [4]. Enfin, il s'agit de déterminer les conséquences de cette perturbation sur l'évolution des structures tourbillonnaires. Les paramètres numériques sont conservés constants au cours de la simulation pour les nombres de Reynolds compris entre 100 et 1000. Le pas de temps Δt est pris égal à 0.01, les dimensions du domaine sont

$L \times H = 10 \times 1$. La largeur de l'entrée D est égale à 0.5 donc un rapport de forme $A = 1/2$. Le maillage est 200×60 . La convergence numérique est atteinte pour une tolérance $\varepsilon = 10^{-8}$.

Les conditions aux limites utilisées dans cette étude sont groupées dans le tableau (TAB.1).

Frontière	Entrée	1	Parois	2	3	Paroi	4	Paroi	5	Sortie	6
Condition	$U = U_0(1 - (\frac{2y}{D})^2)$ $C=1; V=0; \frac{dT}{dx} = 0$		$U=0; V=0$ $\frac{dT}{dx} = 0; \frac{dC}{dx} = 0$		$U=0; V=0$ $T=0; \frac{dC}{dy} = 0$		$U=0; V=0$ $T=1; \frac{dC}{dy} = 0$		$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial V}{\partial x} = 0$ $\frac{dT}{dx} = 0; \frac{dC}{dx} = 0$		

TAB. 1 – Différentes conditions aux limites utilisées.

3. Instabilité du jet confiné

Les profils de la vitesse longitudinale pour différentes stations x à $Re = 500$ et un rapport de forme $A = 1/5$ sont représentés sur la figure (FIG. 2). A l'entrée, un profil de vitesse longitudinale rigoureusement parabolique et symétrique est imposé durant la simulation. En effet, ce profil devient plus large en s'éloignant de la buse, et par conséquent, on peut déduire que l'écoulement est plus énergétique à l'entrée donc plus instable. Ce caractère disparaît vers l'aval. Le profil de la vitesse à l'entrée a un effet direct sur la structure globale de l'écoulement ainsi que sur sa stabilité. La structure de l'écoulement se conserve, les rouleaux contrarotatifs transitent vers l'écoulement de Poiseuille en passage de seuil entre instabilité absolue et instabilité convective. [Mergui et al. \[10\]](#) montrent que les rouleaux longitudinaux étudiés sont le résultat d'une instabilité de nature convective qui se déclenche dans les expériences grâce à la présence de parois latéral.

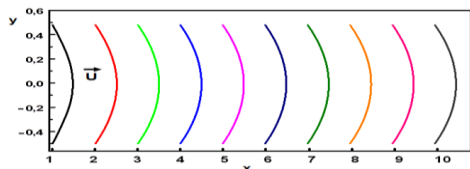


FIG. 2 - Profil de la composante longitudinale de la vitesse u ($Re=500$; $A=1/5$; $Y=0.3$).

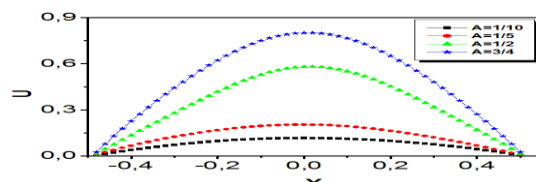


FIG. 3 - Profil de la vitesse longitudinale pour divers rapports de forme A ($X=5$; $Y=0.3$).

Un changement du rapport de forme $A = H/D$ modifie la géométrie de l'écoulement, et entraîne une déstabilisation plus rapide des profils de vitesses à l'entrée, et par conséquent de l'écoulement tout entier. La figure (FIG. 3) présente le profil de la vitesse longitudinale à l'entrée pour différentes valeurs de A . La vitesse maximale sur l'axe, diminue pour des rapports de formes faibles. D'une manière générale, le paramètre qui détermine le confinement est le nombre adimensionnel A . Plus A est faible plus l'écoulement est moins énergétique et devient stable. Le confinement accélère le processus de dissipation des structures à cause de la présence des couches limites près des parois et joue un rôle stabilisateur en limitant le développement de toute perturbation. Les iso-contours de la fonction de courant ψ avec le champ du vecteur vitesse (FIG.4), montrent que les tourbillons convectés en aval perdent leurs intensités et tailles. Ce comportement confirme bien le rôle de confinement de l'écoulement comme il a été démontré par [Mergui et al. \[10\]](#) dans leur expérience.

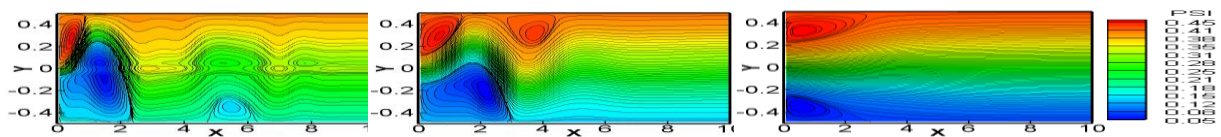


FIG. 4 – Iso- ψ et champ du vecteur vitesse ($Re=500$; $A=1/10$; $A=1/4$; $A=1/2$).

4. Effet de la viscosité

En augmentant le nombre de Reynolds, on augmente la sensibilité de l'écoulement à toute perturbation extérieur. En effet, le rôle de la viscosité est de dissiper l'énergie de toute perturbation présente au sein de l'écoulement. La viscosité joue alors le rôle de stabilisateur. Ainsi, toute perturbation imposée est amortie par l'effet de la viscosité. Lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, on diminue l'intensité de ces forces de viscosité. Le comportement des tourbillons dans le domaine est décrit par l'évolution des iso- ψ pour différents nombres de Reynolds (FIG.5). On remarque que les tourbillons prennent naissance au voisinage des parois latérales puis se développent de proche en proche vers le centre au fur et à mesure que l'on avance dans le canal. Pour les faibles nombres de Reynolds, on observe des structures symétriques. [Mergui et al. \[10\]](#) ont trouvé que des rouleaux symétriques sont créés dans un jet confiné à faibles nombres de Reynolds et pour différents rapport de forme. En aval, la couche s'enroule pour former une structure tourbillonnaire qui grossit au fur et à mesure qu'elle est advectée par le mouvement moyen du fluide. La largeur de la couche cisailée ainsi formée dans l'écoulement augmente continûment avec la viscosité et produit des tourbillons de grande échelle en gardant la même structure. Ces structures variqueuses en amont, se propagent vers l'aval pour donner un mode sinueux. Le passage d'un mode à l'autre est nettement visible sur la figure (FIG. 5). Au début, des structures tourbillonnaires apparaissent et sont placées symétriquement par rapport à l'axe de la conduite. Le fait essentiel est que ce ne sont pas des zones de recirculation attachées mais plutôt deux petits vortex qui se détachent de la buse et sont convectés vers l'aval. Au fur et à mesure que les deux derniers se déplacent en aval et après quelques distances, la symétrie est perdue et le régime sinueux s'établit progressivement. ([Traoré \[11\]](#)).

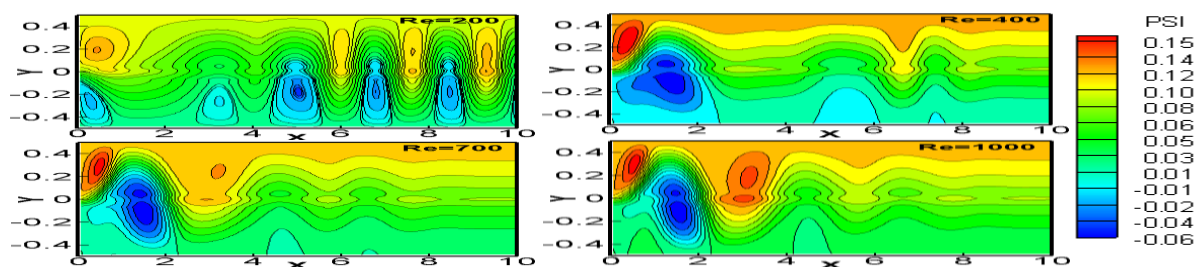


FIG. 5 - Iso contours de la fonction de courant pour divers nombres de Reynolds ($A=1/10$).

5. Champs de concentration et de température

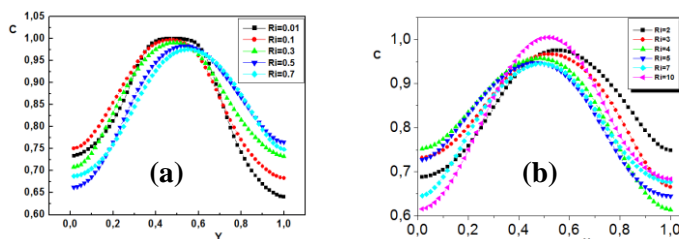


FIG. 6- évolution de la concentration en fonction du nombre de Richardson ($X=5$). (a) $Ri < 1$; (b) $Ri > 1$

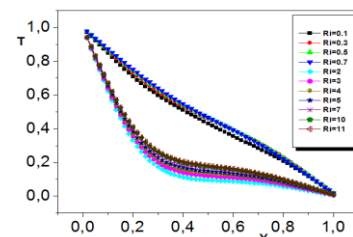


FIG.7- Courbes des isothermes pour divers nombres de Richardson ($X=2$).

Le nombre de Richardson mesure l'effet de la convection libre relative à la convection forcée défini par $Ri = Gr_T / Re^2$. En fixant les paramètres $Sc=0.7$; $Pr=0.7$; $Gr_s=10^4$ et $Gr_T=10^4$. On étudie l'effet de la nature de la convection à travers le nombre de Richardson sur la double diffusion. L'allure des profils de concentration est symétrique pour les faibles nombres de Richardson avec un maximum situé sur l'axe (FIG.6-a). Cette situation semble être brisée pour la convection libre ($Ri > 1$), qui peut être expliqué par le gradient de température imposé. La figure (FIG.7) représente l'évolution de la température adimensionnelle en fonction de la coordonnée transversale Y pour diverses valeurs de Ri . Pour cette position horizontale de la plaque, l'augmentation du nombre de Richardson Ri , provoque une diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique. Ceci s'explique par des gradients thermiques pariétaux importants. Dans le cas de convection forcée ($Ri < 1$), le transfert de chaleur est plus rapide, et la convection forcée est dominante. En convection libre ($Ri > 1$), on constate une chute

brusque de la température. Ce résultat montre que la convection naturelle contribue à accélérer l'écoulement et à augmenter l'échange thermique avec la paroi.

6. Perturbation à la fréquence naturelle de l'écoulement

Le mécanisme d'instabilité est mis en évidence par procédé de perturbation sinusoïdale de l'écoulement afin de contrôler et de déterminer les modes de réponse. Michalke [8] a montré que les ondes d'instabilité se développent dans le jet suite à des perturbations extérieures. Les appariements tourbillonnaires détectés dans la région du cône potentiel persistent dans la région turbulente de l'écoulement. La méthode spectrale est une technique d'analyse des phénomènes périodiques, elle consiste à extraire, à partir d'un signal temporel, ses fréquences d'oscillations. La figure (FIG.8) montre que l'évolution temporelle de la vitesse latérale à l'entrée, obtenue respectivement pour $Re=500$ et $Re=1000$, ont un caractère sinusoïdal. L'analyse spectrale montre la présence d'un pic intense correspondant au maximum d'amplitude à une fréquence appelée fréquence fondamentale ou naturelle f_n égale à 0,078. Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds des nouvelles fréquences apparaissent. Ce phénomène est lié à l'interaction des structures tourbillonnaires entre elles dans la couche de cisaillement. L'interaction tourbillonnaire décroît en aval de l'écoulement et se termine par la dissipation des vortex provoquée par les effets de la viscosité. L'effet de l'excitation, particulièrement à la fréquence naturelle, est donc de mettre plus clairement en évidence les sous-harmoniques c'est à dire de marquer plus nettement les appariements tourbillonnaires. En effet, c'est près de la buse que l'on observe ces appariements, plus loin en aval les tourbillons ont tendance à se dissiper dans l'écoulement et à perdre leur énergie. L'analyse de ces spectres montre que la fréquence de réponse est égale à la fréquence d'excitation.

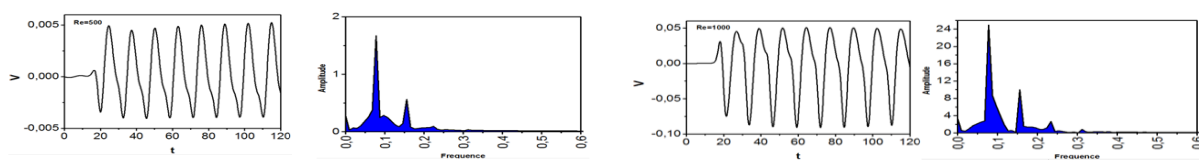


FIG. 8- Signal et spectre de la composante latérale de la vitesse ($A=1/5$; $X=6$; $Y=0.3$).

5. Ecoulement perturbé à d'autres fréquences

Une série de simulations est effectuée afin de mettre en évidence le processus de réponse lorsqu'un forçage monochromatique à des fréquences harmoniques ou sous-harmoniques de f_n est appliqué. L'analyse des spectres de la pression montre que la fréquence de réponse dominante diminue en augmentant la fréquence d'excitation (TAB. 2).

f_e	$f_n/6$	$f_n/5$	$f_n/4$	$f_n/3$	$f_n/2$	f_n	$2f_n$	$3f_n$	$4f_n$
f_r	0,45	0,38	0,30	0,23	0,15	0,07	0,037	0,021	0,01

TAB. 2 - Fréquence de réponse en fonction de la fréquence d'excitation.

La figure (FIG. 9) présente les spectres de la pression pour des fréquences d'excitations inférieures et supérieures à f_n . On constate sur ces spectres l'existence de pics intenses qui correspondent à l'enroulement tourbillonnaire, c'est l'instabilité primaire de Kelvin-helmoltz. Cette instabilité à la fréquence naturelle se propage vers l'aval et sa taille devient de plus en plus grosse et finit par s'atténuer. Les pics de faibles amplitudes correspondent à des fréquences sous harmoniques liées au phénomène de détachement. Afin de déterminer une relation entre f_r et f_e , on trace l'évolution de f_r/f_e en fonction de f_e/f_n en échelle logarithmique (FIG. 10). On observe une amplification préférentielle de la fréquence d'excitation dans l'intervalle $[f_n/6; 4f_n]$. Elle permet de comprendre le phénomène de fusion des tourbillons. Sers [12] a montré que les fréquences de réponse et de forçage sont égales dans l'intervalle $[0,82f_n; 1,13f_n]$ dans le cas de jet libre. Pour la couche de mélange étudiée par Ho *et al.* [4], $f_r=f_e$ dans l'intervalle $[0,5f_n; 2f_n]$ et montrent que f_r est liée à f_e suivant le mode d'instabilité. Chaque mode correspond au phénomène de fusion des structures tourbillonnaires. En effet, certains vortex s'apparient avec d'autres pour n'en former plus qu'un seul de taille plus grande en général. Ce

phénomène s'observe près de la buse, par contre plus loin en aval les tourbillons ont tendance à se dissiper dans l'écoulement et à perdre leur énergie.

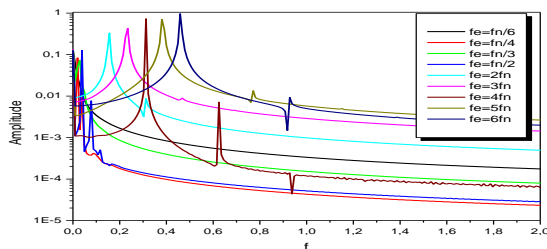


FIG. 7 – Spectres de la pression pour différentes fréquences harmoniques et sous-harmoniques de f_n .

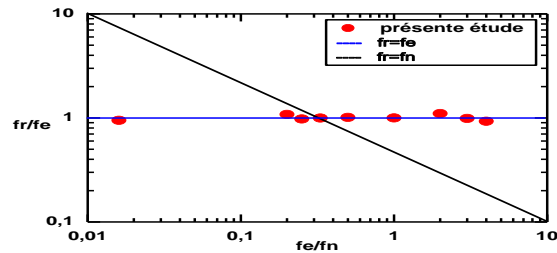


FIG. 8 - Evolution de la fréquence de réponse f_r en fonction de la fréquence d'excitation f_e .

6. Conclusion

Cette étude a permis la caractérisation et l'analyse de la transition des écoulements cisailés libres, incompressibles en traitant le cas du jet confiné. Des simulations numériques ont été réalisées en faisant varier le nombre de Reynolds et en perturbant l'écoulement. Les résultats montrent, le développement d'un important dynamisme tourbillonnaire par rapport au cas du jet naturel. Les amplifications dues aux forçages ont permis de caractériser la formation et le développement des structures tourbillonnaires organisées. Il serait nécessaire de déterminer le taux de croissance de l'instabilité, dans un écoulement fortement évolutif pour améliorer la compréhension et la prédiction des phénomènes transitionnels vers des modes instables à faible ou à grand nombre de Reynolds.

Références

- [1] Astruc, D. «Instabilité de Kelvin Helmholtz en régime subsonique: développement spatial et conditions aux limites ouvertes». Thèse de Doctorat, Institut National polytechnique de Toulouse. (1993).
- [2] Faghani, D., Severain, A., et Boisson, H.C., «Physical eddy recovery through bi-orthogonal decomposition in an acoustically forced plane jet. Flow turbulence and combustion, 62, 69-88. (1999).
- [3] G. Evans & S. Paolucci. "The thermoconvective instability of plane Poiseuille flow heated from below: A proposed benchmark solutions for open boundary flows". International journal for numerical methods in fluid, vol. 11, 1001-1013. (1990).
- [4] Ho, C.M et Huang, L. «Subharmonics and vortex merging in mixing layers». Journal of Fluid Mechanics, 119, 443-473. (1982).
- [5] Knani, M.A. Boisson, H.C. Giovannini, A. et Lili, T. «Réponse d'un jet plan à des excitations sinusoïdales ». 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble. (2007).
- [6] Knani, M.A. «Simulation numérique de l'écoulement bidimensionnel instationnaire d'un jet plan soumis à des perturbations variées ». Thèse de Doctorat. Université de Tunis El Manar, pp, 41-42. (2006).
- [7] Meyer, J. « Structures organisées et transition dans la zone proche du jet plan : Synthèse d'analyse expérimentale, visuelle et numérique ». Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse. (1989).
- [8] Michalke, A. "On spatially growing disturbances in inviscid shear layer". Journal of Fluid Mechanics, 23, 521-544. (1995).
- [9] Le Quéré, P. "On the computation of some external or partially enclosed natural convection flow". The 19th International Symposium on Transport Phenomena. (2008).
- [10] Sofie Mergui et Dominique Gobin, «Influence de confinement latérale dans un écoulement de Poiseuille-Rayleigh-Bénard ». 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Grenoble. (2007).
- [11] Traoré, P. « Contribution numérique à l'étude des transferts couplés de quantité de mouvement, de chaleur et de masse dans un jet semi-confiné ». Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III. N° d'ordre : 2410, pp, 20. (1996).
- [12] Sers, F. "Contribution à l'étude des instabilités dans les jets plans par simulation numérique". Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse. (1995).